

УДК 535.421+535.56

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМОННЫХ ДВУСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

*А.Н. Калиш, В.И. Белотелов, Д.А. Быков,
Л.Л. Досколович, А.К. Звездин*

Аннотация

В работе исследуются магнитооптические свойства двуслойных гетероструктур, образованных металлической пленкой, перфорированной системой периодических щелей, и магнитным диэлектрическим слоем. Такие структуры сочетают преимущества плазмонных систем, обладающих свойством экстраординарного оптического пропускания, с магнитооптическими эффектами преобразования поляризации и модуляции интенсивности излучения. Рассмотрены все возможные случаи ориентации намагниченности. Резонансные особенности в спектрах оптического пропускания, обусловленные наличием намагниченности, и в спектрах магнитооптического эффекта Фарадея объясняются в терминах возбуждения квазиволноводных мод в магнитном слое.

Ключевые слова: магнитооптика, плазмоники, эффект Фарадея.

Введение

В последние годы одним из основных направлений фотоники является поиск сред, позволяющих эффективно управлять свойствами проходящего через них света. В связи с этим возрос интерес к периодическим наноструктурированным материалам, в частности к фотонным кристаллам, в которых требуемые оптические характеристики (например, высокое оптическое пропускание) достигаются в основном подбором геометрической структуры, а не химического состава. Однако существуют и периодические наноструктурированные материалы иного типа. Экспериментально и теоретически исследован эффект экстраординарного оптического пропускания, обнаруженный в металлических решетках с субволновыми щелями или отверстиями на диэлектрической подложке [1]. Этот эффект связан с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов – поверхностных электромагнитных волн на границах металла [2, 3], поэтому подобные структуры получили название плазмонных. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов приводит к локализации энергии электромагнитного поля вблизи границы металл – диэлектрик, что позволяет усиливать взаимодействие свет – вещество. Одним из наиболее простых способов возбуждения плазмон-поляритонов является использование периодических структур, в которых условие синхронизма волновых векторов падающей и возбуждаемой поверхностной волн достигается за счет ненулевых дифракционных порядков. Наиболее эффективно плазмон-поляритоны возбуждаются в благородных металлах: золоте и серебре.

Введение магнитных материалов в структуру приводит к появлению дополнительных эффектов магнитооптики, связанных как с модуляцией интенсивности света, так и с преобразованием его поляризации [4, с. 1–7, 33–47]. При распространении линейно поляризованной волны в магнитной среде, если ее волновой

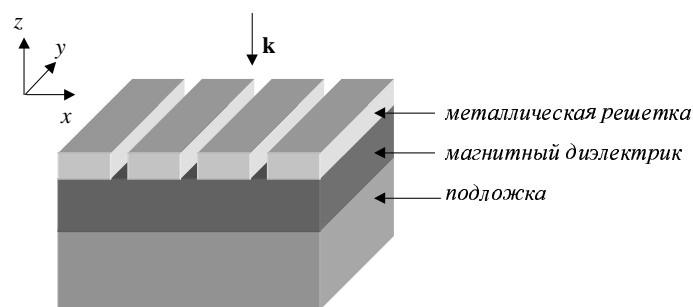


Рис. 1. Рассматриваемая двуслойная магнитоплазменная гетероструктура

вектор имеет ненулевую проекцию на направление намагниченности, возникает эффект Фарадея, заключающийся в повороте плоскости поляризации волны. Если волновой вектор ортогонален вектору намагниченности, проявляется эффект Фохта – линейное двулучепреломление. При отражении волны от границы магнитной среды имеет место эффект Керра, заключающийся либо в изменении состояния поляризации волны, либо в изменении коэффициента отражения в зависимости от взаимной ориентации границы среды, направления ее намагниченности и плоскости падения. В связи с этим магнитооптические среды представляют большой интерес благодаря возможности эффективного управления свойствами света с помощью внешнего магнитного поля. Однако для практического применения указанных эффектов требуется их усиление, которое может быть достигнуто путем периодического наноструктурирования.

В работе рассматриваются магнитооптические свойства магнитоплазменных двуслойных гетероструктур, состоящих из металлической решетки, периодически перфорированной системой щелей, и однородной магнитной диэлектрической пленки (рис. 1). Для расчетов были приняты следующие значения геометрических параметров: толщины металлического и магнитного слоев 320 и 1200 нм соответственно, период решетки 498 нм, ширина щелей 50 нм. Свет падает со стороны металлической решетки в плоскости xz и имеет ТМ-поляризацию, то есть вектор магнитного поля волны направлен вдоль оси y . При численных расчетах в качестве металла рассматривалось золото, а в качестве магнитного диэлектрика – висмут-содержащий иттриевый феррит-гранат (Bi:YIG). Рассматриваются три случая ориентации намагниченности: вдоль осей x , z и y соответственно (направления осей показаны на рис. 1). Вся структура нанесена на подложку из кварца. Расчеты проводились методом Фурье-мод (RCWA) [5], развитым для случая магнитных сред.

1. Случай намагниченности, ориентированной вдоль плоскости структуры в плоскости падения света

Пусть на металлодиэлектрическую структуру (рис. 1) падает плоская волна, которая взаимодействует с металлической решеткой и порождает один или несколько дифракционных порядков. При определенном соотношении между периодом решетки и толщиной магнитного слоя дифракционные порядки возбуждают в магнитном слое волноводные моды, которые во многом определяют оптические и магнитооптические свойства таких структур. Строго говоря, моды в диэлектрическом слое квазिवолноводные, поскольку одна из стенок волновода неоднородна и перфорирована системой щелей. При распространении по такому волноводу элек-

тромагнитные волны частично рассеиваются на щелях в металле, и энергия уходит в дальнюю зону, что и формирует прошедшее через структуру поле.

В отсутствие намагниченности в планарном диэлектрическом волноводе собственными волнами системы являются ТЕ- и ТМ-моды. Закон дисперсии волноводных мод имеет вид:

$$\left[\left(1 + \frac{\gamma_1}{\gamma_3} \right) \cos(\gamma_2 h) - \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2} - \frac{\gamma_2}{\gamma_3} \right) \sin(\gamma_2 h) \right] \times \\ \times \left[\left(1 + \frac{\varepsilon_3 \gamma_1}{\varepsilon_1 \gamma_3} \right) \cos(\gamma_2 h) - \left(\frac{\varepsilon_2 \gamma_1}{\varepsilon_1 \gamma_2} - \frac{\varepsilon_3 \gamma_2}{\varepsilon_2 \gamma_3} \right) \sin(\gamma_2 h) \right] = 0, \quad (1)$$

где $\gamma_{1,3} = \sqrt{\beta^2 - \varepsilon_{1,3} k_0^2}$, $\gamma_2 = \sqrt{\varepsilon_2 k_0^2 - \beta^2}$, $k_0 = \omega/c$, ω – частота, c – скорость света в вакууме, ε_i – диэлектрическая проницаемость i -й среды ($i = 2$ для волновода, $i = 1, 3$ для сред, окружающих волновод), β – постоянная распространения волноводной моды, h – толщина волновода. Обращение в нуль выражений в первой и второй квадратных скобках в (1) соответствует возбуждению ТЕ- и ТМ-моды соответственно. Очевидно, условия возбуждения волноводных мод зависят, в том числе, от свойств стенок волновода. Так, если одна из стенок волновода – металлическая, то, помимо волноводной моды в диэлектрике, возникает и плазмон-поляритонная волна, образуя вместе с первой сложную собственную волну системы.

Наличие намагниченности, направленной вдоль оси x , приводит к изменению вида волноводных мод. Магнитооптические свойства среды описываются параметром гиротропии Q . Его значение для Bi:YIG в оптическом диапазоне составляет примерно 0.002 [4, с. 187–194], поэтому при решении уравнений Максвелла можно ограничиться линейными по Q поправками. Обозначим через C_i^{TE} и C_i^{TM} амплитуды y -компонент напряженностей электрического и магнитного полей в i -й среде ($i = 1, 3$) соответственно, то есть

$$E_{1,3y} = C_{1,3}^{\text{TE}} \exp(i(\beta x + i\gamma_{1,3}|z| - \omega t)), \\ H_{1,3y} = C_{1,3}^{\text{TM}} \exp(i(\beta x + i\gamma_{1,3}|z| - \omega t)). \quad (2)$$

Решение уравнений Максвелла приводит к тому, что в линейном по Q приближении закон дисперсии волноводных мод не изменяется и описывается формулой (1), однако волноводные моды уже не являются модами ТЕ- и ТМ-типа, так как для каждой из них отличны от нуля все шесть компонент электромагнитного поля. Волноводные моды можно разбить на два типа и назвать квази-ТЕ-модой и квази-ТМ-модой, если им соответствует обращение в нуль выражений в первой и второй квадратных скобках в (1) соответственно.

Справедливы соотношения:

для квази-ТЕ-моды:

$$C_3^{\text{TE}} = A_1 C_1^{\text{TE}}, \\ C_1^{\text{TM}} = iQ A_2 C_1^{\text{TE}}, \\ C_3^{\text{TM}} = iQ A_3 C_1^{\text{TE}}, \quad (3)$$

для квази-ТМ-моды:

$$C_3^{\text{TM}} = B_1 C_1^{\text{TM}}, \\ C_1^{\text{TE}} = iQ B_2 C_1^{\text{TM}}, \\ C_3^{\text{TE}} = iQ B_3 C_1^{\text{TM}} \quad (4)$$

где A_i и B_i – коэффициенты, не зависящие от намагниченности, причем все они, за исключением A_1 и B_1 , – нечетные по β . Условия и эффективность возбуждения волноводных мод двух типов различаются и зависят от поляризации падающей волны, а также от свойств сред, в которые заключен волновод. В рассматриваемых структурах (рис. 1) возбуждение волноводных мод возможно при нормальном падении за счет дифракционных порядков:

$$\beta = k_0 \sin \theta + m \frac{2\pi}{d}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (5)$$

где θ – угол падения, d – период решетки.

Таким образом, в гиротропном волноводе возникает связь между ТМ- и ТЕ-компонентами поля, которые независимы при отсутствии гиротропии. Проявление этого можно ожидать и в спектрах оптического пропускания и отражения. Действительно, предположим, что на негиротропную металлодиэлектрическую структуру падает нормально свет, имеющий ТМ-поляризацию, то есть магнитное поле волны направлено вдоль оси y . Рассмотрим частоту ω_{TE} , на которой при данных параметрах структуры возможно возбуждение ТЕ-моды. Поскольку в случае падения ТМ-поляризованного света возбуждение ТЕ-моды в негиротропном волноводе невозможно, то на этой частоте каких-либо особенностей спектра пропускания в общем случае не будет. Однако, если слой намагничен в плоскости, то вблизи частоты ω_{TE} возможно возбуждение квази-ТЕ-моды. Такая волна забирает часть падающей энергии, которая потом диссипирует. Это фактически означает, что прошедшая энергия уменьшается, и в спектре должен возникнуть провал.

С другой стороны, наличие связи между ТЕ- и ТМ-компонентами поля может привести к эффекту вращения плоскости поляризации падающей волны. Однако при нормальном падении в соответствии с (5) одинаково эффективно возбуждаются волноводные моды со значениями β , равными по модулю и противоположными по знаку. Как уже отмечалось, коэффициенты A_2 , A_3 , B_2 и B_3 в (3) нечетны по β , и суммарный вклад в противоположную компоненту (ТЕ-компоненту при падении ТМ-волны и наоборот) равен нулю. Поэтому в данных условиях эффект Фарадея проявляется только при наклонном падении, и для его наблюдения более предпочтителен случай, рассматриваемый в следующем разделе, когда намагниченность направлена ортогонально плоскости структуры.

На рис. 2 представлены зависимости коэффициентов оптического пропускания в нулевом дифракционном порядке от длины волны для намагненного диэлектрического слоя и при отсутствии намагниченности. Как и ожидалось, в случае намагненного диэлектрического слоя спектр пропускания структуры имеет резкий минимум при длине волны 1148 нм. Коэффициент оптического пропускания меняется от 0.40 до 0.15, что соответствует относительному изменению около 60%. Таким образом, имеет место магнитооптический эффект, выраженный в изменении оптического пропускания рассматриваемой гетероструктуры при изменении намагниченности слоя. Узкая спектральная ширина наблюдаемого эффекта говорит о его резонансной природе. Аналогичная особенность наблюдается при длине волны 1093 нм, однако здесь она выражена более слабо.

Исследование влияния параметров структуры дало следующие результаты. Прежде всего, необходимо отметить, что длины волн, на которых наблюдается эффект, не коррелируют с максимумами пропускания. Далее обнаружено, что длина волны, на которой возникает эффект изменения интенсивности прошедшего света, не зависит от таких параметров решетки, как ширина щелей и толщина металлической пленки. Вместе с тем при изменении периода решетки, диэлектрической проницаемости материалов и толщины диэлектрика провал в спектре пропускания

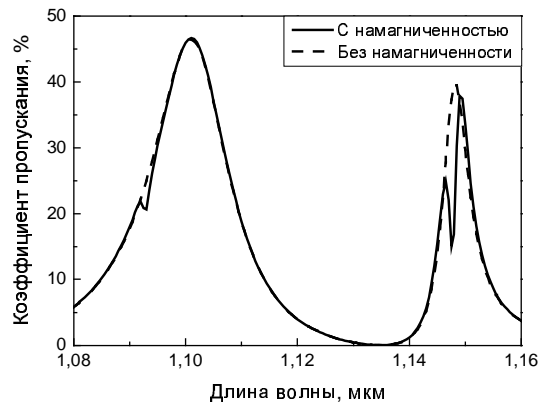


Рис. 2. Спектры оптического пропускания при наличии намагниченности, ориентированной вдоль плоскости структуры в плоскости падения (сплошная линия), и при ее отсутствии (пунктирная линия)

смещается. Это указывает на связь эффекта с волноводными модами. Расчеты показали, что максимальные значения изменения пропускания достигаются именно при условии возбуждения волноводных квази-ТЕ-мод. Кроме того, подбором геометрических параметров можно достичь изменения пропускания практически до 100%. В частности, это наблюдается при следующих значениях параметров: толщины металлического и магнитного слоев 362 и 1935 нм соответственно, период решетки 552 нм, ширина щелей 55 нм, длина волны 1200 нм.

Условия возбуждения квази-ТМ-мод гиротропного волновода никак не соотносятся с возникновением магнитооптического эффекта (например, при длине волны 1135 нм на рис. 2). Это можно объяснить тем, что при падении ТМ-поляризованной волны эффективность возбуждения таких мод велика и практически не зависит от намагниченности, и они не оказывают влияния на оптическое пропускание. Более того, значительная часть энергии уходит в возбуждаемые моды и диссипатирует, и в этом случае пропускание близко к нулю.

2. Случай намагниченности, ориентированной ортогонально плоскости структуры

Анализ, аналогичный проведенному в предыдущем разделе, показывает, что в случае намагниченности, направленной вдоль оси z (рис. 1), соотношения (1) и (3) остаются в силе. Отличие от рассмотренного ранее случая заключается в том, что коэффициенты A_i и B_i в (3) в этом случае являются четными по β . Это приводит к тому, что при нормальном падении эффект Фарадея не исчезает.

Эффект Фарадея можно качественно рассматривать как результат конверсии ТЕ- и ТМ-компонент электромагнитного поля. При возбуждении моды ТМ-типа она рассеивается на щелях и одновременно происходит конверсия в волну ТЕ-типа, для которой условие возбуждения не выполнено, и она выходит из структуры, давая вклад в прошедшую волну. Усиление эффекта Фарадея обусловлено тем, что эффективный путь первоначальной ТМ-волны в этом случае больше, чем в нерезонансном случае. При возбуждении моды ТЕ-типа первоначальная ТМ-волна выходит из структуры, но при этом происходит конверсия в моду ТЕ-типа, для которой, в свою очередь, эффективный путь — большой, что усиливает эффект Фарадея в этом случае. Таким образом, существует два различных механизма усиления эффекта Фарадея.

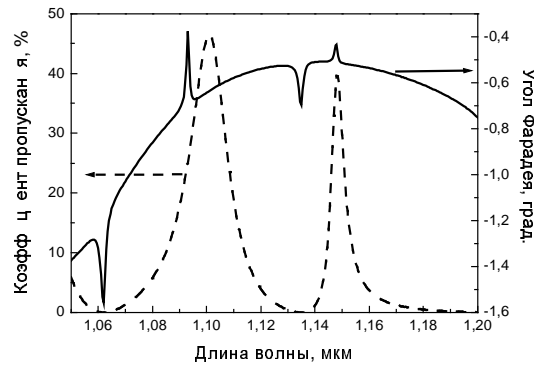


Рис. 3. Спектры оптического пропускания (пунктирная линия) и эффекта Фарадея (сплошная линия) при намагниченности, направленной ортогонально плоскости структуры

Что касается магнитооптического эффекта изменения коэффициентов отражения и пропускания, описанного в предыдущем разделе, то в данном случае он проявляется более слабо из-за различия коэффициентов A_i и B_i в (3). Для того чтобы эффект стал заметен, требуется значительное увеличение параметра Q .

Численное исследование подтверждает гипотезу о связи особенностей спектра эффекта Фарадея с возбуждением квазиволноводных мод. На рис. 3 показаны спектры оптического пропускания и эффекта Фарадея. Ширина щелей и толщина металлического слоя не влияют на условия возбуждения квазиволноводных мод, однако они определяют положение пика экстраординарного оптического пропускания. Это обстоятельство позволяет путем подбора параметров совместить пики пропускания и эффекта Фарадея, что и продемонстрировано на рис. 3. Различие в механизмах усиления эффекта обуславливает его особенность, состоящую в том, что резонанс может выражаться как в пиках, так и в провалах в спектре. На длинах волн 1148 и 1093 нм, соответствующих возбуждению квази-ТЕ-моды, абсолютное значение угла Фарадея уменьшается. Однако при таком типе резонанса угол Фарадея может уходить в область положительных значений. В частности, при длине волны 932 нм угол Фарадея составляет $+0.2$. Путем подбора геометрических параметров при возбуждении квази-ТЕ-моды возможно достижение большого значения угла Фарадея в положительной области, превышающего величину угла Фарадея для однородной пленки без нанесения металлической решетки.

Длинам волн 1135 и 1062 нм на рис. 3 соответствует возбуждение квази-ТМ-моды, поэтому на этих длинах волн прохождение значительно падает, а эффект Фарадея имеет пики.

Расчеты продемонстрировали также аналогичные резонансы в спектре эффекта Фарадея для двумерных гетероструктур, в которых металлический слой периодически перфорирован системой отверстий [6].

3. Случай намагниченности, ориентированной ортогонально плоскости падения света

Случай намагниченности, направленной вдоль оси y (рис. 1), существенно отличается от рассмотренных ранее. При этом волновой вектор всегда ортогонален намагниченности, и связи между ТЕ- и ТМ-компонентами электромагнитного поля не возникает. Поэтому волноводными модами являются ТЕ- и ТМ-моды, и описанных в предыдущих разделах эффектов Фарадея и модуляции оптического пропускания.

кания не наблюдается. Наличие намагниченности приводит лишь к изменению закона дисперсии для ТМ-моды. Но, так как возбуждение ТМ-моды сопровождается очень малым пропусканием, то в спектрах отражения и пропускания рассматриваемых двуслойных гетероструктур эффект практически не проявляется.

Описанные явления (значительное усиление эффекта Фарадея при большом пропускании и модуляция пропускания до 60%) представляют большой интерес в связи с возможными применениями в интегральной оптике и сенсорах магнитного поля.

Работа поддержана РФФИ (проекты № 07-02-01445, 07-02-92183, 09-02-01028) и грантом НШ-671.2008.2.

Summary

A.N. Kalish, V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin. Magneto-optical Effects in Plasmonic Bilayered Heterostructures.

Magneto-optical properties of bilayered heterostructure that consists of a metallic film perforated with periodic array of slits and magnetic dielectric layer are investigated. Such structures combine the advantages of plasmonic structures demonstrating extraordinary optical transmittance with magneto-optical effects of polarization transforming and light intensity modulating. All possible cases of magnetization orientation are considered. Resonant specifics in optical transmittance spectra caused by magnetization and in magneto-optical Faraday rotation spectra is explained in terms of quasi-waveguided modes' excitation in a magnetic layer.

Key words: magneto-optics, plasmonics, Faraday effect.

Литература

1. *Ebbesen T.W., Lezec H.J., Ghaemi H.F., Thio T., Wolff P.A.* Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // *Nature*. – 1998. – V. 391. – P. 667–669.
2. *Lalanne P., Hugonin J.P., Rodier J.C.* Surface plasmons of metallic surfaces perforated by nanohole arrays // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2005. – V. 7 – P. 422–426.
3. *Treacy M.M.J.* A dynamical diffraction explanation of the anomalous transmission of light through metallic hole arrays // *Phys. Rev. B*. – 2002. – V. 66 – P. 195105-1-195105-11.
4. *Zvezdin A.K., Kotov V.A.* Modern Magneto-Optics and Magneto-Optical Materials. – Philadelphia: IOP publishing, 1997. – 363 p.
5. *Moharam M.G., Grann E.B., Pommet D.A., Gaylord T.K.* Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings // *JOSA A*. – 1995. – V. 12 – P. 1068–1076.
6. *Belotelov V.I., Doskolovich L.L., Zvezdin A.K.* Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – V. 98 – P. 077401-1-077401-4.

Поступила в редакцию
04.02.09

Калиш Андрей Николаевич – младший научный сотрудник кафедры фотоники и физики микроволн физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

E-mail: a_kalish@mail.ru

Белотелов Владимир Игоревич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник кафедры фотоники и физики микроволн физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Быков Дмитрий Александрович – инженер лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН, г. Самара.

Досколович Леонид Леонидович – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН, г. Самара.

Звездин Анатолий Константинович – доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник теоретического отдела Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва.